ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 22 JANVIER 1945.

PRÉSIDENCE DE M. MAURICE CAULLERY.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

ASTRONOMIE. — *Sur les mouvements propres des étoiles et la rotation de la galaxie.* Note de M. ERNEST ESCLANGON.

La rotation de la galaxie a pu être mise en évidence par une étude statistique appropriée des vitesses radiales des étoiles, dont la connaissance présente l'avantage d'être indépendante de leur distance.

Le problème de la liaison entre la rotation galactique et les mouvements propres *angulaires* des étoiles sur la sphère céleste est plus complexe.

Les mouvements propres observés sont même, en un sens, mal définis en raison de la méthode habituelle qui sert à les obtenir. Cette méthode est photographique; elle consiste à déterminer, sur les clichés, le déplacement apparent des étoiles dont on recherche le mouvement propre, par rapport à un fond d'étoiles faibles et lointaines qu'on suppose constituer un système invariable. Or ces dernières sont affectées, et affectées différemment par la rotation de la galaxie, rotation qui se fait non pas en bloc, mais en fonction variable de la distance au centre de la galaxie. La précision croissante des mesures d'une part (qui peut atteindre quelques centièmes de seconde d'arc), l'étendue croissante des intervalles de temps dont on dispose pour la manifestation sensible des mouvements propres d'autre part, font que ces circonstances sont à considérer, aussi bien pour la définition des mouvements propres que pour l'étude de la rotation galactique. L'effet différentiel du mouvement propre dû à la rotation de la galaxie peut atteindre $0'',70$ par siècle et serait accessible aux mesures dans un intervalle de temps de quelques dizaines d'années.

On ne pourrait s'affranchir de ces difficultés qu'en rattachant les positions des étoiles à celles des nébuleuses spirales, ce qui sera sans doute réalisé dans l'avenir, ou alors déterminer les mouvements propres par des mesures absolues, rapportées aux éléments invariables du système solaire.

La vitesse angulaire d'une étoile dans le plan central, due à l'effet de rotation galactique et définie à *partir du centre de la galaxie*, peut être représentée par une fonction $\Phi(r)$ de sa distance r au centre galactique.

Bornons-nous au plan central galactique. Si l'on assimile la galaxie à une sorte de lentille, ou plus exactement à une double forme en cloche très évasée (cloches accolées par leurs bases) on trouve que, par le jeu de l'ensemble des attractions newtonniennes, la vitesse des étoiles est nulle pour $r = \infty$, nulle aussi au centre $r = 0$ (où la force agissante est nulle), mais que $\Phi(r)$ va constamment en croissant des bords vers le centre [1].

La fonction $\Phi(r)$ n'est pas éloignée d'une représentation de la forme $A/\sqrt{r(1+kr^2)}$. Le caractère croissant de la fonction $\Phi(r)$, quand on se rapproche du centre galactique, explique non pas l'existence des bras des spirales, mais la forme spirale de ces bras, tout amas, primitivement et localement formé, se déformant en spirale en raison de l'avance angulaire, avec le temps, des éléments plus rapprochés du centre.

Il est facile d'obtenir l'expression analytique du mouvement propre angulaire d'une étoile vue du Soleil, en fonction de $\Phi(r)$ et du mouvement propre du Soleil, en plus de son mouvement d'entraînement dans la galaxie.

Dans tous les cas, on peut supposer faite, dans le mouvement propre angulaire d'une étoile, la correction due au mouvement particulier du Soleil, parmi les étoiles qui l'entourent et qui devient importante pour les étoiles qui en sont voisines.

En première approximation, on peut néanmoins négliger ici le mouvement particulier et relatif du Soleil de 20 km/s, vis-à-vis de son mouvement d'entraînement dans la galaxie, lequel est de l'ordre de 225 km/s.

Dans ces conditions, si l'on désigne par $\lambda = 30$ la distance, en milliers d'années lumière, du Soleil au centre de la galaxie, par φ l'angle que fait la direction d'une étoile, vue du Soleil, avec la direction joignant le Soleil au centre galactique, par r et ρ les distances de cette étoile au centre galactique et au Soleil (ou à la Terre), on voit facilement que le mouvement propre angulaire de cette étoile sur la sphère céleste est donnée par la formule

$$(1) \qquad \mu = \Phi(r) - \frac{\lambda \cos\varphi}{\rho}[\Phi(r) - \Phi(\lambda)].$$

On prend comme unité de distance le millier d'années lumière, comme unité de temps le millier d'années, en sorte que μ représente le nombre de secondes d'arc parcouru en 1000 ans, $\Phi(r)$ étant lui-même exprimé en secondes d'arc. Le Soleil est supposé faire un tour complet dans la galaxie en 250 millions d'années.

Pour les étoiles voisines du Soleil ($\rho = 0$), on a

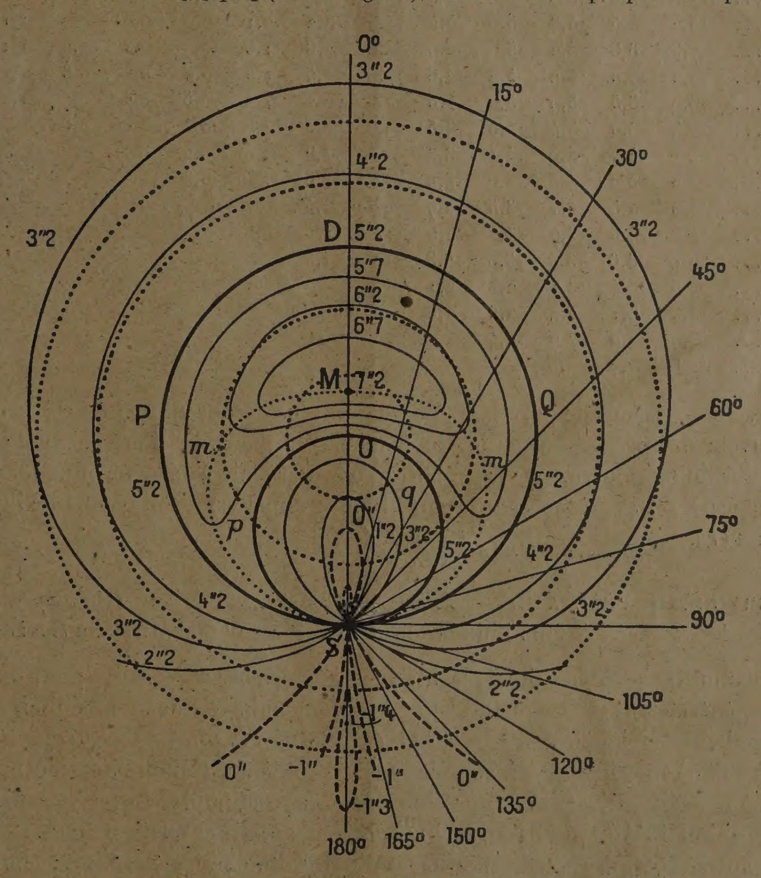
$$(2) \qquad \mu = \Phi(\lambda) + \lambda\Phi'(\lambda)\cos^2\varphi.$$

---

[1] La fonction $\Phi(r)$ peut en réalité être finie ou infinie pour $r = 0$ suivant l'hypothèse faite sur la répartition des densités stellaires dans la région centrale. Les vitesses y étant nulles, ce caractère n'influe que peu sur les mouvements propres.

Il existe une propriété indépendante de la fonction $\Phi(r)$. D'abord il est évident que toutes les étoiles situées à la même distance que le Soleil du centre de la galaxie ($r=\lambda$) ont le même mouvement propre, à savoir $\Phi(\lambda)=5'',2$; mais toutes les étoiles situées sur le cercle décrit sur OS comme diamètre $\rho=\lambda\cos\varphi$ (O centre galactique, S Soleil) sont animées aussi de ce même mouvement propre.

Pour les étoiles comprises dans l'intervalle de ces deux cercles, sorte de croissant fermé SPDQQ, p, q (voir la figure), le mouvement propre est supérieur



à $\Phi(\lambda)$; le maximum, $7'',2$, ayant lieu pour les étoiles situées en M, dans la direction SO du centre galactique O, à la distance de 35 000 années lumière; un minimum de $-1'',4$ a lieu dans la direction opposée, à la distance de 15 000 années lumière. Le tableau ci-après donne, en secondes d'arc par millénaire, les mouvements propres correspondant aux diverses directions et aux diverses distances au Soleil, dans le plan galactique (il y a symétrie par rapport à la

droite joignant le Soleil au centre galactique). La figure en donne une représentation géométrique, avec les lignes d'égal mouvement propre.

p. φ =	0°.	15°.	30°.	45°.	60°.	75°.	90°.	105°.	120°.	135°.	150°.	165°.	180°.
0....	−1,2	−0,8	+0,4	+2,0	+3,4	+4,8	+5,2	+4,8	+3,4	+2,0	+0,4	−0,8	−1,2
5....	−0,9	−0,5	+1,0	+2,7	+4,0	+5,2	+5,1	+4,2	+3,0	+1,3	−0,2	−1,0	−1,3
10....	−0,4	+0,1	+2,0	+3,4	+4,6	+5,3	+4,8	+3,7	+2,5	+0,8	−0,4	−1,1	−1,4
15....	0,0	+0,8	+3,0	+4,2	+5,2	+5,2	+4,4	+3,2	+1,9	+0,5	−0,5	−1,1	−1,4
20....	+1,1	+2,1	+4,0	+5,0	+5,5	+4,9	+4,0	+2,8	+1,5	+0,3	−0,5	−1,2	−1,4
25....	+2,3	+3,6	+5,0	+5,6	+5,4	+4,6	+3,6	+2,5	+1,2	+0,1	−0,6	−1,2	−1,4
30....	+5,2	+5,5	+5,8	+5,9	+5,2	+4,3	+3,2	+2,1	+0,9	0,0	−0,7	−1,1	−1,3
35....	+7,3	+6,6	+6,2	+5,7	+5,0	+4,0	+2,8	+1,8	+0,7	−0,1	−0,7	−1,1	−1,2
40....	+7,2	+7,0	+6,2	+5,4	+4,6	+3,6	+2,5	+1,5	+0,6	−0,1	−0,8	−1,1	−1,2
45....	+6,9	+6,5	+5,9	+5,0	+4,0	+3,2	+2,2	+1,4	+0,5	−0,2	−0,7	−1,1	
50....	+6,3	+6,0	+5,4	+4,5	+3,5	+2,8	+2,0	+1,2	+0,4	−0,2	−0,6		
55....	+5,7	+5,5	+4,9	+4,1	+3,3	+2,5	+1,8	+1,0	+0,4	−0,2			
60....	+5,2	+5,0	+4,5	+3,8	+3,0	+2,3	+1,6	+1,0	+0,3				
65....	+4,6	+4,5	+4,1	+3,5	+2,7	+2,1	+1,5	+0,9					
70....	+4,2	+4,0	+3,7	+3,2	+2,5	+1,9	+1,4	+0,8					
75....	+3,9	+3,6	+3,4	+3,0	+2,3	+1,8	+1,3						
80....	+3,5	+3,4	+3,1	+2,8	+2,1	+1,7							
85....	+3,3	+3,1	+2,9	+2,6	+2,0								
90....	+3,0	+2,9	+2,7	+2,4									
95....	+2,8	+2,7	+2,5										

La connaissance de parallaxes de plus en plus nombreuses, jointe à celle des mouvements propres, avec une abondance et une précision croissantes, fait espérer qu'on pourra, par cette autre voie, parvenir à la détermination de la distance λ du Soleil au centre galactique et d'une valeur moyenne de la fonction $\Phi(r)$.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Ombellifères. Développement de l'embryon chez l'*Apium inundatum *Reichb.* Note [1] de M. **René Souèges**.

De multiples observations seront sans doute encore nécessaires pour fixer les lois générales selon lesquelles se développe l'embryon des Ombellifères. Mes précédentes recherches sur le *Carum Carvi* et le *Pimpinella Saxifraga* [2] ont déjà donné une idée de la complexité du problème. Celle-ci tient en premier lieu à la grande diversité qui préside à la construction des formes, ensuite à la disposition linéaire des premiers blastomères, aplatis et serrés les uns au-dessus des autres, ce qui rend la filiation cellulaire difficile à déterminer, enfin à la différenciation de plusieurs types de proembryons octocellulaires dont les formes dérivées arrivent à prendre le même aspect et sont, par là, d'une interprétation nécessairement hypothétique.

---

(1) Séance du 27 décembre 1944.

(2) *Comptes rendus*, **182**, 1926, p. 339; *Bull. Soc. bot. Fr.*, **77**, 1930, p. 494.

H. A. Borthwick [3], en 1931, chez le *Daucus Carota*, a eu la bonne fortune de rencontrer presque uniquement des proembryons octocellulaires comportant huit éléments superposés; il a pu ainsi se montrer plus affirmatif dans ses conclusions relatives aux destinées des cellules constitutives du proembryon. Ce sont des formes proembryonnaires semblables, dont les éléments supérieurs offrent des destinées identiques, que j'ai pu retrouver dernièrement chez le *Ligustrum ovalifolium* [4].

Cependant les conclusions de Borthwick n'apparaissent pas convaincantes. Il a donné un nombre certainement insuffisant de figures, qui ne permettent pas de se rendre compte de la filiation exacte des cellules et de bien déterminer, dans chaque cas, ce qui provient de la cellule apicale, et ce qui tire origine de la cellule basale. D'autre part certaines de ses formes, par exemple celles figurées en 21, 22, 23, trouveraient, semble-t-il, une interprétation plus rationnelle en admettant qu'elles dérivent d'un proembryon octocellulaire à 6 ou 7 étages, ce qui conduirait à attribuer aux éléments de la tétrade des destinées fondamentalement différentes.

L'*Apium inundatum* m'a fourni l'exemple d'une espèce chez laquelle on peut déterminer les rapports des premiers blastomères et des régions fondamentales du corps avec bien moins d'incertitude. Les raisons en sont les suivantes : 1° d'une manière constante, il n'a été rencontré, chez l'*Apium*, que des formes octocellulaires à 8 étages; 2° de bonne heure, le proembryon prend, dans sa région supérieure, une forme sphérique qui permet de reconnaître les étages qui donneront naissance au corps embryonnaire proprement dit; 2° enfin le nombre des formes aberrantes est peu élevé et elles paraissent si exceptionnelles qu'on peut fort bien ne pas en tenir compte.

Le proembryon bicellulaire (*fig.* 1) donne une tétrade linéaire *première* (*fig.* 2), à laquelle succède, par bipartitions transversales, un proembryon octocellulaire comportant 8 éléments superposés (*fig.* 11). Les figures 3 et 4 permettent d'assister à la division de la cellule supérieure, *cc*, de la tétrade, et la figure 9 à la division de la cellule subterminale *cd*. Les 4 éléments supérieurs, *l*, *l'*, *m* et *ci*, issus des cellules *cc* et *cd*, représentent une tétrade linéaire *seconde*, qui, seule, contribue à la construction du corps embryonnaire; les 4 éléments inférieurs, originaires de la cellule basale, produisent le suspenseur. En règle très générale, le blastomère supérieur *l* d'abord (*fig.* 14, 15), puis, peu après, son frère *l'*, placé au-dessous (*fig.* 16, 17, 18), prennent par deux fois des cloisons méridiennes donnant 4 cellules circumaxiales; celles-ci, en raison même de la forme globuleuse que prend la région supérieure du proembryon, revêtent les caractères de 4 octants supérieurs, *os*, et de 4 octants inférieurs, *oi*.

---

(3) *Bot. Gazet.*, 92, 1931, p. 23.
(4) *Comptes rendus*, 215, 1942, p. 328.

Les octants supérieurs se segmentent généralement par cloisons périclines faisant apparaître extérieurement les premiers éléments de dermatogène (*fig.* 25, 29). Parfois cependant ces premières parois sont anticlines, à direction verticale (*fig.* 22 et 23 à g.) ou horizontale (*fig.* 21 à d., 24 à g.). Dans les cellules sous-épidermiques se produisent des



Fig. 1 à 34. — *Apium inundatum* Reichb. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca* et *cb*, cellule apicale et cellule basale du proembryon bicellulaire; *cc* et *cd*, cellule-fille de *ca*, mères de la tétrade linéaire seconde; *l*, cellule terminale de cette dernière tétrade donnant les octants supérieurs, *os*, ou la partie cotylée; *l'*, cellule subterminale engendrant les octants inférieurs, *oi*, puis la moitié supérieure de l'hypocotyle; *m*, cellule dite moyenne de la tétrade, produisant la moitié inférieure de l'hypocotyle; *ci*, cellule inférieure de la tétrade seconde donnant le primordium de la coiffe; *e*, épiphyse. Les figures 21 et 22 représentent les deux coupes voisines d'un même proembryon. G. = 330.

parois longitudinales qui séparent extérieurement les cellules-mères des cotylédons (*fig.* 28, 31) et, au voisinage de l'axe, des éléments qui prendront des cloisons transversales et entreront dans la construction du cône végétatif de la tige. Le blastomère *l*, ou les 4 octants supérieurs qui en sont issus, engendre ainsi la partie cotylée *sensu lato*. Quand les premières cloisons dans les octants supérieurs sont toutes horizontales, il se constitue, au sommet, un étage nouveau qui correspond à l'épiphyse seulement (*e*, *fig.* 27). Mais, dans de semblables formes, l'on pourrait fort bien admettre que l'épiphyse est constituée par les 4 octants supérieurs et dérive ainsi de *l*, *l'*, donnant dans ce cas la partie cotylée *sensu stricto*, *m* la partie supérieure et *ci* la partie inférieure de l'hypocotyle. Cette interprétation serait en tous points conforme à celles auxquelles j'ai été conduit au sujet du *Carum Carvi*.

Les octants inférieurs, par cloisons d'abord verticales (*fig.* 25. 26, 28), puis transversales (*fig.* 29, 30, 31, 33, 34) donnent naissance à la partie supérieure de l'hypocotyle, celle qui deviendra la tige hypocotylée. L'élément *m* produit aussi 4 cellules circumaxiales (*fig.* 19, 21, 23, 24) qui restent généralement assez aplaties. Par cloisons tangentielles, elles séparent extérieurement des cellules de dermatogène, et intérieurement des éléments aux dépens desquels se différencient les initiales de l'écorce et de la stèle de la racine (*fig.* 28, 34); de la sorte, *m* engendre la partie intérieure de l'hypocotyle correspondant au rudiment de la racine. L'élément *ci* (*fig.* 13 à 18) se segmente le plus souvent verticalement en 2, puis 4 cellules juxtaposées (*fig.* 19, 23, 25 à 29), qui, par divisions transversales, donneront le primordium de la coiffe (*fig.* 34). Parfois le blastomère *ci* se segmente d'abord obliquement (*fig.* 32) ou transversalement (*fig.* 12, 20), engendrant, dans ce dernier cas, deux éléments superposés; les deux éléments peuvent entrer dans la construction de la coiffe (*fig.* 33), ou bien seul l'élément supérieur produit cette partie du corps, l'inférieur contribuant à la construction du suspenseur. Celui-ci peut affecter des formes et dimensions fort diverses (*fig.* 30, 32, 34) et le nombre des éléments qui contribuent à l'édifier peut être fort variable.

Peu de formes ont été rencontrées dont le mode de construction peut difficilement être interprété en partant du proembryon octocellulaire à 8 étages. En 24 cependant se trouve représenté un proembryon qui rationnellement devrait être rattaché à un type octocellulaire à 6 étages, comportant au sommet deux dyades superposées, dérivées l'une de *cc*, l'autre de *cd*; les deux étages *l* et *l'* de la figure 24 dériveraient de ces deux dyades et donneraient, l'un la partie cotylée, l'autre la partie hypocotylée; *m* serait une descendante au 2ᵉ degré de la cellule basale et produirait le primordium de la coiffe.

Il serait prématuré de conclure que le type normal du développement de l'embryon des Ombellifères est celui qui ressort du plus grand nombre de mes observations sur l'*Apium inundatum*, venant à l'appui des conclusions générales que Borhtwick a tirées de son étude sur la Carotte. Ce type de développement ne serait pas d'ailleurs propre aux Ombellifères, puisqu'il a été retrouvé chez une Oléacée, le *Ligustrum ovalifolium*. A l'heure actuelle, une chose paraît certaine, c'est la formation, chez les Ombellifères, d'une tétrade linéaire qui donne naissance, par bipartition de ses éléments, à des proembryons à 6, 7 et 8 étages pouvant apparaître dans des proportions différentes chez une même espèce.

ANATOMIE COMPARÉE. — *Répartition par échelons des poids encéphaliques relatifs chez les Vertébrés.* Note [1] de M. LOUIS LAPICQUE.

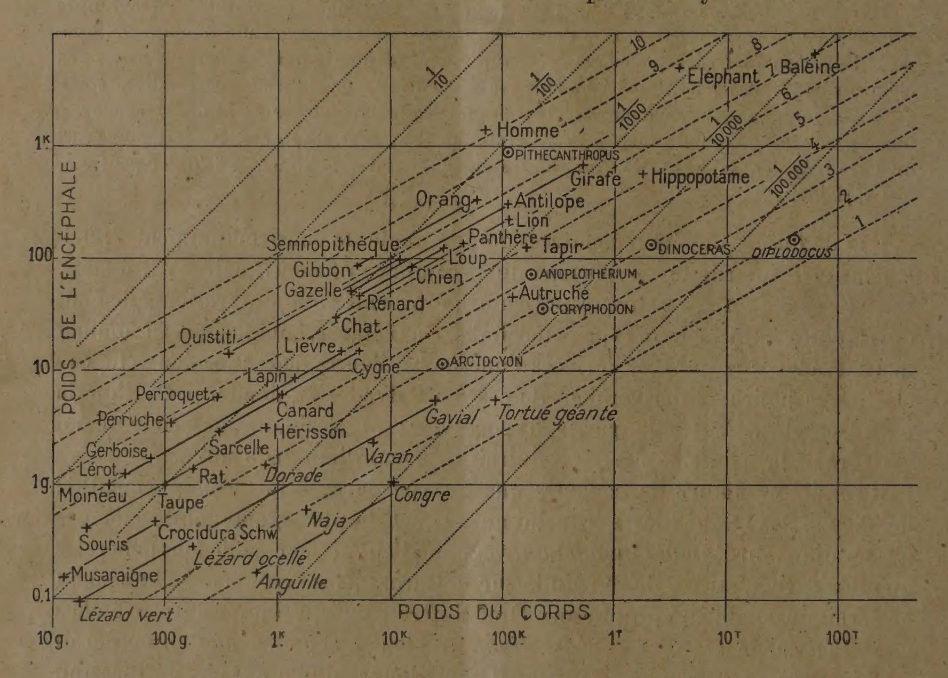
En 1907, j'ai montré qu'on obtenait, entre diverses espèces de Mammifères et d'Oiseaux, une figuration très significative du développement relatif de l'encéphale lorsque le poids de celui-ci était représenté en fonction du poids du

---

(1) Séance du 3 janvier 1945.

corps sur coordonnées logarithmiques [2]. En effet, chaque famille naturelle se dispose sur une droite inclinée à 56 % [3], et les diverses familles apparaissent ainsi sur des droites parallèles, à des hauteurs différentes faciles à apprécier, au besoin par extrapolation, même quand les poids corporels sont très éloignés.

Les documents numériques acquis à cette époque étaient relativement rares. Ils sont maintenant innombrables, et quand on veut en dresser maintenant le tableau, on tombe dans la confusion. Mais il est possible d'y mettre de l'ordre



et d'en tirer d'intéressantes remarques si on le dispose sur un canevas préalable dressé suivant une théorie de Dubois, théorie d'ailleurs fort intéressante en elle-même, à savoir que le développement phylogénétique du cerveau s'est fait par mutations brusques, le poids relatif doublant au cours du développement ontogénétique par une bipartition supplémentaire des neuroblastes.

Traçons une série de droites de pente 56 % à des intervalles correspondants au rapport 1 à 2 (0,3 sur échelle logarithmique). La Souris, le Rat, la Taupe et le Hérisson peuvent se placer sur une de ces droites; à partir des valeurs d'abscisse et d'ordonnée ainsi numériquement définies, d'autres Insectivores,

---

(2) *Comptes rendus*, **144**, 1907, pp. 1459-1462.

(3) Expression graphique de la loi de Dubois, $E \doteq kP^{0,56}$. Le coefficient K est appelé *poids relatif*.

les Musaraignes, tombent juste sur la droite immédiatement inférieure; divers Rongeurs, sur la droite immédiatement supérieure. Au-dessus de ces trois lignes, considérons en quatre autres plus hautes et au-dessous trois autres plus basses. Cela nous donne une série de 10 échelons par rapport auxquels on peut repérer toutes les espèces de Vertébrés.

En commençant le numérotage par le bas, l'Homme tombe tout près de l'échelon 10; les Singes anthropoïdes, près de l'échelon 8; la masse des Mammifères, dont la vie mentale nous semble proche de la nôtre, Félins, Canidés, Ruminants, Singes ordinaires, est éparse entre le 7e et le 8e. La plupart des Oiseaux se placent sur trois droites situées chacune par rapport aux deux autres à la distance prévue, mais un peu au-dessous respectivement des échelons 5, 6 et 7.

Tous les Vertébrés à sang chaud se situent ainsi entre les échelons 3 et 10; les Vertébrés à sang froid viennent juste au-dessous, entre les échelons 1 et 3.

Il est intéressant de placer les fossiles sur le même tableau (noms en capitales). Le *Pithecanthropus*, dont on peut, avec une certaine approximation, reconstituer le poids coporel et celui de son encéphale, tombe sur l'échelon 9, resté vide entre les Singes Anthropoïdes et l'Homme. Sous la même réserve, les gigantesques Mammifères tertiaires tombent sur l'échelon 4, dans une grande région du tableau où ne subsiste aucun animal actuel (si ce n'est l'Autruche, un peu au-dessous de l'échelon 5, au niveau le plus bas des Oiseaux, celui des Gallinacés). L'échelon 4, en particulier, ne comprend comme espèces actuelles que des Insectivores de petite taille dont le plus grand n'atteint pas 100g de poids corporel. Au-dessous de ce vide, les Reptiles ont conservé des représentants plus volumineux, en y comprenant les grands Crocodiles pour lesquels je n'ai pas de chiffres, mais dont l'emplacement se laisse déterminer clairement par extrapolation. Le cas suivant fait bien voir l'intérêt d'une telle figuration des faits connus pour en saisir les lois. Il est classique de s'étonner du minuscule encéphale du *Diplodocus*, qu'on peut évaluer à 200g au maximum, pour un corps évalué à 40 tonnes; avec de tels chiffres, ce fossile est situé sur l'échelon 2, qui est celui des Lézards; il a donc une grandeur encéphalique normale; si elle paraît dérisoire, cela tient simplement à l'énormité de la grandeur corporelle.

Les Poissons apodes sont tout au bas de l'échelle, mais d'autres Poissons remontent jusqu'à l'échelon 4, ce qui les égale aux plus inférieurs des Mammifères. L'ensemble des Poissons apparaît ainsi largement étagé; d'ailleurs on sait que, dans cette classe, l'encéphale présente des complications très diverses, dont l'étude quantitative a été à peine abordée.

Parmi les espèces de Vertébrés actuels dont nous avons maintenant les chiffres, un assez grand nombre ne se placent pas exactement sur l'un ou l'autre des échelons, ni à leur proche voisinage.

Les fossiles sont placés d'après les chiffres que Dubois a calculés, quelquefois, peut-être avec une certaine complaisance. Mais il n'en reste pas moins

exact, pour la généralité des poids relatifs de l'encéphale, qu'ils sont entre eux approximativement comme telle ou telle puissance de 2. Même si cette règle est valable seulement sous réserve d'exceptions et d'écarts qui d'ailleurs, ainsi qu'il est logique, semblent s'accuser avec la différenciation croissante des organismes, elle est précieuse pour repérer une espèce au point de vue du développement cérébral parmi l'infinie multiplicité des formes animales.

NOMINATIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, MM. **Em. Leclainche** et **A. Chevalier** sont désignés pour faire partie du *Conseil de perfectionnement de l'Institut national agronomique*.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède par la voie du scrutin à l'élection d'un Membre de la Section de Minéralogie, en remplacement de M. *Charles Barrois*, décédé.

Le nombre de votants étant 42,

M. Albert Michel-Lévy obtient.......... 24 suffrages
M. Léon Bertrand » .... 18 »

M. **Albert Michel-Lévy**, ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement provisoire de la République.

CORRESPONDANCE.

M. **Alexandre Bigot** adresse des remercîments pour l'attribution qui lui a été faite du prix *Albert Ier de Monaco*.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *La loi forte des grands nombres pour les fonctions aléatoires stationnaires continues.* Note de MM. **André Blanc-Lapierre** et **Roger Brard**.

Soient $U(t)$ une fonction aléatoire, stochastiquement continue, définie sur une catégorie d'épreuves ε, $\mathfrak{M}U(t)$ sa valeur probable et $\mu(T, \varepsilon)$ la moyenne temporelle $\frac{1}{T}\int_0^T U(t)\,dt$.

Si $U(t)$ est stationnaire au sens strict [1], $\mu(T, \varepsilon)$ converge presque

[1] $U(t)$ est dit stationnaire au sens strict si ses propriétés statistiques sont invariantes pour tout déplacement de l'origine des temps, et stationnaire d'ordre 2 si cette invariance ne concerne que les moments d'ordre 1 et 2.

sûrement vers une limite pour $T = +\infty$ [Birkhoff ([2])]; si $U(t)$ est seulement stationnaire d'ordre 2 ([1]), il existe une variable aléatoire $X(\varepsilon)$ vers laquelle $\mu(T, \varepsilon)$ converge en moyenne quadratique pour $T = +\infty$ ([3]). De plus, $\rho(\tau)$ étant le coefficient de corrélation relatif à $U(t)$, si

$$(1)\qquad \lim_{T=\infty} \frac{1}{T}\int_0^T \rho(\tau)\,d\tau = 0,$$

on peut prendre pour $X(\varepsilon)$ le nombre certain $\mathfrak{M}U$ ([4]).

I. Des recherches d'hydrodynamique ([5]) et d'électricité ([6]) nous ont conduits à préciser ces résultats par le théorème ergodique suivant :

Théorème 1. — *Si* $U(t)$, *supposé stationnaire d'ordre* 2, *est tel que l'intégrale* $\int_{-\infty}^{+\infty} \rho(\tau)\,d\tau$ *existe au sens de Cesàro d'ordre* 1, $\mu(T, \varepsilon)$ *converge fortement vers* $\mathfrak{M}U$ *pour* $T = +\infty$.

Il suffit de faire la démonstration dans l'hypothèse où $\mathfrak{M}U = 0$; $\rho(\tau)$ étant supposé intégrable au sens de Cesàro, on peut écrire ([7])

$$(2)\qquad \mathfrak{M}\mu^2[T, \varepsilon] = \frac{U_0^2}{T}\,\mathcal{X}(T),$$

où $U_0^2 = \mathfrak{M}U^2(t)$ et où $\mathcal{X}(T)$ tend vers une constante finie positive ou nulle pour $T = +\infty$.

Si T tend vers l'infini par valeurs du type n^2 (n entier positif), la convergence forte annoncée résulte immédiatement de (2); en effet la série de terme général $\mathfrak{M}\mu^2[n^2, \varepsilon]$ est convergente ([8]).

Supposons maintenant que T tende vers l'infini de façon quelconque. Soit alors $\eta(T)$ le plus grand entier tel que $\eta^2(T) \leq T$; il nous suffit, pour établir la proposition, de montrer que $\frac{1}{\eta^2(T)}\int_0^T U(t)\,dt$ converge fortement vers zéro pour $T = +\infty$.

On peut écrire

$$(3)\qquad \frac{1}{\eta^2(T)}\int_0^T U(t)\,dt = \frac{1}{\eta^2(T)}\int_0^{\eta^2(T)} U(t)\,dt + \frac{1}{\eta^2(T)}\int_{\eta^2(T)}^T U(t)\,dt.$$

([2]) Voir par exemple Kolmogoroff, *Société Mathématique*, Moscou, 44, 1937, p. 367.

([3]) Khintchine, *Math. Ann.*, 109, 1934, p. 604.

([4]) Slutsky, *Actualités scientifiques*, 738, 1938, p. 33.

([5]) Brard, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 144.

([6]) Blanc-Lapierre, *Comptes rendus*, 218, 1944, pp. 924 et 985.

([7]) Kampé de Fériet, *Annales de la Société de Bruxelles*, 1re série, 59, II, 1939, p. 145.

([8]) Fréchet, *Recherches théoriques modernes sur la théorie des probabilités*, 1, livre Ier, p. 238, Paris.

Le second terme du deuxième membre de (3) est majoré, en module, par

(4) $$Y_\eta = \frac{1}{\eta^2}\int_{\eta^2}^{(\eta+1)^2} |U(t)|\,dt.$$

On a d'ailleurs

(5) $$\mathfrak{M}Y_\eta^2 = \frac{1}{\eta^4}\int_{\eta^2}^{(\eta+1)^2}\int_{\eta^2}^{(\eta+1)^2} \mathfrak{M}\{|U(t)||U(t')|\}\,dt\,dt'.$$

En appliquant l'inégalité de Schwartz, on obtient immédiatement

(6) $$\mathfrak{M}Y_\eta^2 \leq \frac{1}{\eta^4}[2\eta+1]^2 U_0^2.$$

La série $\sum_\eta \mathfrak{M}Y_\eta^2$ est donc convergente, ce qui prouve que Y_η converge fortement vers zéro lorsque $\eta \to \infty$ ([8]).

Il découle des résultats précédents que, sauf pour un ensemble d'épreuves de probabilité nulle, on peut, sur chaque épreuve, choisir T assez grand pour minimiser à volonté chacun des deux termes du second membre de (3), ce qui établit la convergence annoncée.

II. On peut obtenir un énoncé analogue à celui du théorème 1 pour certaines fonctions aléatoires non stationnaires. Désignons par $p_\theta(t)$ une fonction périodique continue (de période θ) sans caractère aléatoire; soit a la constante définie par

$$a\theta = \int_0^\theta p_\theta(t)\,dt.$$

Théorème 2. — *Si* $U(t)$, *supposé stationnaire d'ordre* 2, *est tel que l'intégrale* $\int_{-\infty}^{+\infty}|\rho(\tau)|\,d\tau$ *existe, alors* $\frac{1}{T}\int_0^T U(t)p_\theta(t)\,dt$ *converge fortement vers* $(\mathfrak{M}U)\times a$ *lorsque* T *tend vers* $+\infty$.

ASTROPHYSIQUE. — *Magnitude absolue des novæ galactiques.* Note ([1]) de M. Charles Bertaud, présentée par M. Ernest Esclangon.

1. Les novæ possèdent une luminosité très grande au moment de leur maximum d'éclat. J'ai essayé d'obtenir une valeur moyenne de cette magnitude absolue en utilisant toutes les parallaxes individuelles actuellement connues. Les diverses méthodes de détermination de la distance ont été pondérées de la manière suivante :

1° Méthodes qui font intervenir l'intensité des raies interstellaires (poids 5). Elles présentent quelque incertitude du fait de la complexité des raies H et K pour les novæ.

([1]) Séance du 8 janvier 1945.

2° Méthodes qui utilisent la nébuleuse en expansion ou les composantes quand l'étoile se dédouble (poids 4). Elles comportent diverses hypothèses, comme celle de la symétrie dans l'éjection, qui ne sont pas toujours réalisées.

3° Méthodes utilisant la rapidité d'augmentation d'éclat et la vitesse des couches en expansion avant le maximum, ainsi que le rayon et l'éclat au moment de l'explosion (poids 3).

4° Autres méthodes : trigonométrique, spectroscopique etc., qui s'appliquent mal par suite de la trop grande distance ou du spectre en continuelle évolution (poids 1). J'ai évidemment fait exception pour Nova Sge 1913 dont la parallaxe trigonométrique s'élève à 0",020.

2. J'ai pu réunir ainsi 41 parallaxes, auxquelles j'ai joint les 4 suivantes que j'ai calculées :

1° *Nova Cygni* 1920. — La nébulosité découverte en 1921 était encore visible le 22 avril 1922 et Barnard évaluait alors son diamètre à 2",1. Avec cette valeur, j'ai calculé la parallaxe en admettant que l'expansion avait débuté le 16 août 1920 et s'était effectuée avec une vitesse constante, celle du système principal d'absorption, soit 1300 km/sec. Résultat $\pi = 0'',0023$ et $M = -6,2$.

2° *Nova Pictoris* 1925. — Van den Bos, qui a découvert le dédoublement, a poursuivi ses mesures jusqu'en 1931. Les composantes s'écartaient annuellement de 0",2. Avec ce taux d'expansion et une vitesse égale à celle de l'absorption principale au début de 1926, soit 430 km/sec, j'ai obtenu $\pi = 0'',0011$ et $M = -8,6$,

3° *Nova Aquilæ* 1936,6. — Des clichés antérieurs à la découverte permettent de situer l'explosion entre le 17 et le 19 juillet 1936 (2). Il résulte des mesures de Finsen et de Van den Bos, qui l'ont dédoublée, que la distance des composantes pour 1936,75 était de 0",17. J'ai admis cette valeur et une expansion commencée le 18 juillet avec une vitesse de 1000 km/sec (3). Les composantes s'écartent alors de 0",8 par an et la parallaxe est $\pi = 0'',0019$, soit $M = -1,8$. Harper a déduit d'autre part, de l'intensité de la raie H interstellaire, une distance de 700 parsecs, c'est-à-dire une parallaxe de 0",0014, d'où $M = -2,5$.

4° *Nova Monocerotis* 1939. — Sa distance a été évaluée, par ses raies interstellaires, à 1000 parsecs (4), mais on ne peut en déduire immédiatement la magnitude absolue, car le maximum n'a pu être observé. J'ai donc pensé pouvoir évaluer ce maximum en utilisant une remarque de D. B. Mc Laughlin suivant laquelle il semble que, pour une nova quelconque, le spectre nébulaire apparaît quand l'étoile a faibli de la même quantité à partir du maximum. J'ai vérifié ailleurs cette remarque pour 7 novæ principales, lesquelles m'ont donné un affaiblissement moyen de $4^m,2$. Or il résulte des observations spectrosco-

(2) L. Campbell, *Pop. Astr.*, 45, 1937, p. 219.
(3) *Harv. Ann. Card.*, n° 389; A. B. Wyse, *Publ. Astr. Soc. Pac.*, 48, 1936, p. 302.
(4) Sandford, *Publ. Astr. Soc. Pac.*, 52, 1940, p. 35.

piques de Nova Monocerotis 1939 que le spectre nébulaire a dû faire son apparition entre le 21 octobre et le 18 novembre 1939 ([5]). En adoptant le début de novembre, l'étoile était alors de magnitude 8,5, ce qui m'a fourni au maximum 4,3. D'où, pour M, une valeur de — 5,7 (poids 3).

3. Les valeurs de M obtenues avec l'ensemble des 45 parallaxes figurent dans le tableau qui suit, d'une part avec toutes les méthodes citées plus haut et d'autre part en éliminant les méthodes de poids 1. N désigne le nombre de parallaxes pour chaque étoile.

	Ensemble des méthodes.			Méthodes de poids supérieur à 1.		
Nova.	N.	M.	Poids total.	N.	M.	Poids total.
Cyg. 1600	2	—3,1	2			
CBr. 1866	3	—6,6	3			
Per. 1901	4	—8,1	12	3	—8,4	11
Ser. 1909	1	+2,9	1			
Lac. 1910	1	—3,9	1			
Gem. 1912	2	—6,1	4	1	—6,0	3
Sge. 1913	1	+3,7	3	1	+3,7	3
Aql. 1918	4	—9,1	17	4	—9,1	17
Lyr. 1919	1	+2,4	1			
Oph. 1919	2	—4,4	6	1	—5,3	5
Cyg. 1920	4	—6,9	13	3	—7,2	12
Pic. 1925	5	—7,9	12	3	—8,1	10
RS Oph	1	—5,6	5	1	—5,6	5
Her. 1934	5	—7,1	19	5	—7,1	19
Lac. 1936	5	—7,7	23	5	—7,7	23
Aql. 1936,6	2	—2,2	9	2	—2,2	9
Sgr. 1936,7	1	—7,0	5	1	—7,0	5
Mon. 1939	1	—5,7	3	1	—5,7	3

4. Dans ce tableau les 3 novæ RT Ser. 1909, N. Sge. 1913 et N. Lyr. 1919 ont des magnitudes absolues voisines de + 3 qui correspondent aux sous-novæ ou novæ naines de Gerasimovic. Les 15 autres s'étendent de — 9,1 pour N. Aql. 1918 à — 2,2 pour N. Aql. 1936,6, les deux tiers d'entre elles restant comprises dans un intervalle de 2,5 magnitudes entre — 8,1 et — 5,6.

Les résultats relatifs aux magnitudes absolues moyennes se résument ainsi :

1° Avec toutes les méthodes et 18 novæ M = — 6,6 ± 0,6.

2° En éliminant les méthodes de poids 1, avec 13 novæ M = — 6,9 ± 0,7.

3° En éliminant en outre N. Sge 1913, avec 12 novæ ne comprenant plus de sous-novæ, M = — 7,1 ± 0,5.

Ces résultats sont à rapprocher de celui de C. Payne-Gaposchkin ([6]), M = — 6,65 et de celui qu'a obtenu plus récemment K. Lundmark ([7]) avec 14 novæ M = — 7,3 ± 1,2.

([5]) *Harv. Ann. Card.*, n° 517.

([6]) *Variable Stars*, 1936, p. 245.

([7]) *Act. Scient. et Indust.*, n° 895, 1941, p. 11.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Sur la variation de la vitesse apparente des ondes courtes*. Note de M. **Nicolas Stoyko**, présentée par M. Ernest Esclangon.

On détermine la vitesse apparente des ondes comme le rapport du chemin le plus court de grand cercle, qui réunit la station d'émission avec la station de réception, à la durée de propagation. Comme le trajet vrai parcouru par les ondes varie en fonction de la hauteur de l'ionosphère, de sa densité, de l'angle d'incidence d'onde etc., la vitesse apparente varie également.

Nous avons étudié les résultats de réception des ondes courtes pendant la période de 1931 à 1939 inclus dans sept observatoires (Buenos-Aires, Hambourg, Paris, Potsdam, Tokyo, Washington et Zi-Ka-Wei). Le nombre des émissions journalières s'élève à 37.

A la base nous avons fait les hypothèses suivantes :

1° La vitesse apparente des ondes dans la partie de la Terre éclairée par le Soleil (v_j) n'est pas égale à la vitesse de nuit (v_n).

2° Il existe, en plus, une variation continue de la vitesse en fonction de l'angle horaire du Soleil (vitesse v_t, phase α).

3° La vitesse des ondes dans les régions polaires (v_g) pourrait différer de la vitesse des ondes dans les autres régions. Comme région polaire nous avons pris la région de 3500^{km} de rayon autour du pôle de Gauss.

4° La hauteur de la couche de réflexion des ondes courtes dans l'ionosphère dépend de la fréquence de ces ondes. Par conséquent nous avons supposé que la vitesse apparente des ondes est une fonction linéaire de la fréquence (v_f). Nous avons pris la fréquence de 11 mégacycles comme fréquence moyenne. Dans les cas étudiés la fréquence varie entre 8 et 19,5 mégacycles.

5° Nous avons supposé, d'après nos études précédentes, que la vitesse apparente des ondes qui empruntent l'arc le plus long de grand cercle (les ondes de superpropagation, vitesse v_s) réunissant la station émettrice avec l'observatoire, n'est pas la même que celles des ondes directes qui empruntent le chemin le plus court.

En utilisant ces hypothèses, nous avons formé 141 équations avec 7 inconnues d'après 15536 valeurs individuelles.

La forme générale de ces équations est la suivante

$$(1)\qquad \tau = D[\Omega_n + F(f-11) + C\cos t_m + S\sin t_m + \Delta\Omega_s] + ID_j + GD_g,$$

où τ est la durée de propagation, D la distance entre la station émettrice et la station réceptrice, $\Omega_n = 1 : v_n$, f la fréquence de l'onde, t_m le temps moyen local du milieu du trajet de l'onde, D_j le trajet de l'onde dans la région éclairée par le Soleil, D_g le trajet de l'onde dans la région polaire,

$$F(f-11) = \frac{1}{v_f} - \frac{1}{v_n}, \qquad C = \left(\frac{1}{v_t} - \frac{1}{v_n}\right)\cos\alpha, \qquad S = -\left(\frac{1}{v_t} - \frac{1}{v_n}\right)\sin\alpha,$$

$$\Delta\Omega_s = \frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_n}, \qquad I = \frac{1}{v_j} - \frac{1}{v_n}, \qquad G = \frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_n}.$$

La résolution par la méthode des moindres carrés de 66 équations pour les ondes directes, de 75 équations pour les ondes de superpropagation, ainsi que de leur ensemble, a montré que les erreurs moyennes de G et J sont supérieures à leurs valeurs propres. La formule (1) prend dans ce cas (141 équations de départ) la forme

$$
(2)\quad \tau = \mathrm{D}\left[\begin{array}{llllll} 3,601989 & +0,036775(f-11) & +0,123266\cos(t+7^{\mathrm{h}}43^{\mathrm{m}},0) & -0,252047 \\ \pm\ 53231 & \pm\ 12498 & \pm\ 56923 \quad \pm 1\ 31,6 & \pm\ 55093 \end{array}\right]
$$
$$
\begin{array}{ll} +0,090952\,\mathrm{D}_j & +0,072667\,\mathrm{D}_g, \\ \pm\ 119074 & \pm\ 223617 \end{array}
$$

où τ est exprimé en millièmes de seconde de temps et D, D_j et D_g en milliers de kilomètres comme unité. La somme des carrés des résidus est égale à 332 308. Le dernier terme entre crochets intervient seulement dans le cas de superpropagation.

L'influence des régions polaires sur la propagation des ondes courtes peut être considérée comme nulle, en accord avec les résultats que nous avons obtenus antérieurement [1]. L'influence brusque et directe du Soleil au moment de son lever et de son coucher est aussi négligeable.

En laissant de côté ces deux causes, nous avons trouvé, par la méthode des moindres carrés,

$$
(3)\quad \begin{array}{l} \tau = \mathrm{D}[3,628838 + 0,038925(f-11) + 0,113404\cos(t+8^{\mathrm{h}}\ 4^{\mathrm{m}},6) - 0,249377]. \\ \qquad\quad \pm 40208 \pm \quad 9582 \qquad\qquad \pm \quad 53568 \qquad \pm 1\ 32\ ,1\ \pm \quad 53306 \end{array}
$$

La somme des carrés des résidus est égale à 333 857.

On voit que la formule (3), avec deux inconnues de moins que la formule (2), donne le même résidu et, en plus, que les erreurs des inconnues conservées sont plus faibles que dans la formule (2).

De la formule (3) on tire en première approximation :

$$
\begin{array}{l} v = 275570 - 2956\,(f-11) - 8612\cos(t+8^{\mathrm{h}}\ 4^{\mathrm{m}},6) + 18937, \\ \quad \pm 3053 \pm \ 731 \qquad\qquad \pm 3935 \qquad \pm 1\ 32\ ,1) \pm\ 4070 \end{array}
$$

où le dernier terme intervient dans le cas de superpropagation.

Par conséquent, en moyenne, la vitesse apparente des ondes courtes varie en fonction de la fréquence, de l'heure locale du milieu du trajet et, en plus, de celui des deux chemins emprunté par l'onde.

PHOTOMÉTRIE. — *Sur la transmission des monochromateurs.* Note de **Jean Terrien**, présentée par M. Albert Pérard.

Outre la photométrie objective fondée uniquement sur la courbe de visibilité internationale, bien des progrès dans l'étude des sources de lumière, des corps

---

(1) N. Stoyko et R. Jouaust, *Comptes rendus*, 201, 1935, p. 133.

colorés, de la vision et de la reproduction des couleurs, sont liés à la possibilité de mesures précises de flux monochromatiques. Celles-ci exigeraient que la transmission des monochromateurs fut bien définie, constante, et, pour les mesures absolues, bien connue. Or les monochromateurs doubles, seuls capables d'une purification spectrale suffisante, amènent des difficultés, trop souvent négligées tant par les constructeurs que par les utilisateurs. Nous nous sommes appliqué à les analyser. Voici résumées nos principales conclusions :

1° *Largeurs des fentes.* — Il est toujours possible de les choisir telles qu'elles rendent uniforme l'intervalle spectral reçu en tout point de la fente de sortie.

2° *Facteur de transmission et aberrations.* — En théorie, la relation générale de Clausius ([1]) permet toujours de définir, pour une longueur d'onde, une polarisation et un pinceau de rayons donnés, un facteur de transmission T, qui est le rapport de la brillance B′ de la fente de sortie à celle de la fente d'entrée B. Supposons que T ne dépende pas du trajet suivi par le pinceau (prisme non absorbant, ou schéma de van Cittert, où l'épaisseur traversée est uniforme). Pratiquement on mesure la brillance sur un faisceau étendu, donc une brillance moyenne ; les aberrations la diminuent en élargissant les taches images ; de plus, lorsque la pupille de l'œil est placée sur la fente de sortie, le champ observé n'est pas uniforme, ce qui interdit toute mesure visuelle précise. S'affranchir de ces effets est très désirable.

On y parvient en donnant à l'image monochromatique idéale une largeur b supérieure à celle de la tache d'aberration a ; sur une largeur $b - a$, la brillance de la fente de sortie est la même que sans aberrations, elle y est uniforme en distribution spatiale et angulaire, pourvu que la fente d'entrée soit correctement éclairée. On utilisera cette seule région. L'élargissement nécessaire des fentes détériore la pureté spectrale, modérément, car les aberrations imposent déjà une limite, même avec fentes très fines. Mais le facteur de transmission prend alors des valeurs définies et reproductibles.

En cas d'astigmatisme (prismes de Féry, optique à miroirs et incidence oblique), on utilise la focale tangentielle parallèle aux fentes. Mais le recouvrement sur la fente de sortie des focales provenant de points échelonnés sur la hauteur de la fente d'entrée donne un éclairement qui décroît vers les extrémités. Si la focale a une longueur t inférieure à h, hauteur qu'aurait l'image pour le pinceau central seul, et si les largeurs des fentes sont suffisantes pour assurer le recouvrement des focales malgré la courbure des raies, seule une région centrale de hauteur $h - t$ sur la fente de sortie reçoit un éclairement uniforme égal à ce qu'il serait sans astigmatisme. La brillance y est TB dans toute l'ouverture angulaire (ailleurs la brillance est la même, mais dans une partie seulement de l'ouverture et nulle en dehors).

([1]) P. Satche, *Revue d'Optique*, 18, 1939, p. 20.

3° *Perte en ouverture angulaire.* — Les diaphragmes successifs, montures d'objectifs, contours des prismes, limitent l'angle solide maximum Ω des faisceaux. Ω dépend du point où passe la lumière sur la hauteur des fentes et de la longueur d'onde (effets d'œil de chat, surtout au deuxième prisme, s'il ne coïncide pas avec une image réelle du premier). Ces variations étant difficiles à déterminer, on réduira l'ouverture jusqu'à les éliminer. L'éclairement à la sortie variera alors comme TB.

Lorsqu'on mesure le flux, il faut considérer de plus l'aire utile de la fente de sortie; les aberrations, dans le sens longitudinal de la fente, rendent impossible sa définition exacte, à moins de masquer les extrémités sur la hauteur affectée par ces aberrations; le flux sera alors proportionnel à TB.

L'utilisateur peut donc en général, au prix d'un sacrifice sur la pureté spectrale, sur l'ouverture angulaire et sur la hauteur utile des fentes, choisir un mode opératoire tel que la grandeur mesurée soit proportionnelle à la brillance de la fente d'entrée, multipliée par une fonction caractéristique du monochromateur, le facteur de transmission T. Dans tous les autres cas, de graves erreurs sont à craindre.

Un monochromateur sera d'autant meilleur que ces sacrifices seront plus légers; le constructeur devrait soigneusement supprimer les effets d'œil de chat et corriger les aberrations. Pour cette dernière correction, il n'y a aucune difficulté si l'ouverture angulaire reste modérée; restriction sans importance, car, contrairement à une opinion commune, avec des pupilles de dimensions données (limitées en pratique par les prismes), le flux monochromatique isolé, pour une certaine pureté spectrale, ne diminue pas si l'on réduit l'ouverture, pourvu que la hauteur de la fente d'entrée soit vue de l'objectif sous le même angle dans tous les cas.

Cette étude a été mise à profit pour la réalisation (en cours) d'un monochromateur double.

POLARISATION ROTATOIRE MAGNÉTIQUE. — *Variations des rotations magnétiques des ions nitrique et sulfurique dans les solutions aqueuses* (1). Note de MM. **René de Mallemann** et **Fernand Guillaume**, présentée par M. Aimé Cotton.

Le pouvoir rotatoire magnétique spécifique [A] des acides forts, en solution aqueuse (calculé par soustraction de $[A]H^2O$), varie beaucoup avec la concentration.

Dans le cas des acides nitrique et sulfurique, on admettait, depuis les observations très soignées de Perkin, que ce pouvoir rotatoire *augmentait* d'une manière continue avec la teneur en acide. Mais, pour les solutions

(1) Séance du 27 décembre 1944.

relativement étendues (voisines de la normale), les nombres de Perkin présentent des fluctuations, et ce fait semble indiquer que la précision du dispositif n'était plus suffisante.

Les auteurs ont donc jugé nécessaire de reprendre l'étude des acides et de leurs sels à l'aide du magnétopolarimètre double, spécialement construit pour ce genre de mesures. Les résultats ainsi obtenus se sont trouvés en bonne concordance avec ceux de Perkin (et de ses successeurs) dans le cas des solutions *concentrées*, mais, pour les solutions étendues, ils diffèrent à tel point que l'allure de la courbe de variation est complètement modifiée. *La conclusion de Perkin devient fausse, parce que trop générale.*

Ces remarques s'appliquent d'ailleurs aussi bien à la grandeur caractéristique de l'individualité moléculaire $[\Omega]=9n[\Lambda]/(n^2+2)^2$ (n indice de réfraction), dont l'un de nous a montré l'invariance physique approximative, proposant de lui donner le nom de *rotativité* (²).

1. Les variations observées quand les solutions renferment des ions NO^3 ont une forme particulièrement nette et suggestive.

Étudiant d'abord les solutions d'acide nitrique, nous avons constaté l'existence d'un *minimum* très marqué de $[\Lambda]$ et de $[\Omega]$, qui semble correspondre exactement à la concentration $c=19,7\,NO^3H$ ($d=1,1026$), donc à la composition NO^3H+16H^2O.

NO^3H. — *Variation avec la concentration.*

$d_{20/20}$	1,0721	1,0915	1,1227	1,1670	1,2437	1,3553	1,5191
$\tau=cd$	12,67	16,03	20,90	27,28	39,23	56,44	99,45
$[\Lambda]_M.10^5$	6,01	5,82	5,72	6,04	6,39	6,98	8,63
$[\Omega]_M.10^5$	3,41	3,28	3,25	3,62	4,06	5,06	7,22

Mais le fait intéressant est celui-ci : *le minimum se retrouve dans les solutions de nitrates et correspond encore à la proportion de une molécule ou une demie molécule saline pour* 16 *molécules d'eau, suivant qu'il s'agit d'un métal monovalent ou bivalent.*

Ce minimum a pu être observé pour les sels suivants :

	NO^3Na	NO^3Am	$(NO^3)^2Ca$	$(NO^3)^2Sr$	$(NO^3)^2Mg$	$(NO^3)^2Zn$	$(NO^3)^2Cd$
$d_{20/20}$	1,1645	1,0904	1,1919	1,2682	1,1603	1,2610	1,3025
$\tau=cd$	22,44	21,2	22,8	27,9	19,7	26,33	29,02
$[\Lambda]_M.10^5$	9,76	16,62	14,82	19,26	13,40	18,92	25,98
$[\Omega]_M.10^5$	6,40	12,00	7,57	10,76	6,67	10,05	15,90

Nous donnons seulement ici les nombres relatifs à des solutions dont les rotations sont *voisines* des minima respectifs (lus sur les courbes). Les solubilités des nitrates de K et de Ba sont insuffisantes pour permettre

(²) *Bull. Soc. Fr. de Phys.*, 443, 1940, p. 55-S; *Ann. de Phys.* 11ᵉ série, 17, 1942, p. 360.

d'atteindre le minimum; la pente des courbes reste négative jusqu'à la saturation.

Conclusion évidente : *la variation de la rotation magnétique spécifique, ou mieux, de la rotativité, doit être attribuée à l'ion* NO^3; *le minimum a lieu quand chacun des ions, dans la solution, est moyennement entouré par* 16 *molécules d'eau.*

2. La rotation magnétique de SO^4H^2 diminue d'abord notablement avec la dilution, puis la décroissance s'arrête, et [Λ] augmente ensuite faiblement, tandis que la *rotativité* [Ω] paraît devenir *constante* : la courbe présente un *coude*, suivi d'un palier quasi horizontal d'ordonnée $[\Omega]_M = 9,90.10^{-5}$(rad).

Le coude correspond à une concentration voisine de $c = 53$ ($d = 1,3095$), soit à la composition $SO^4H^2 + 8H^2O$, donc ici à un ion SO^4 pour 8 molécules d'eau. Les nombres toujours décroissants indiqués par Perkin pour les solutions étendues sont certainement erronés.

On n'observe pas de variations analogues dans les solutions de sulfates.

3. Les rotations magnétiques des hydracides halogénés (HCl, HBr, HI) ont une allure différente; elles *augmentent* d'abord considérablement avec la *dilution*, puis de plus en plus faiblement. Dans la plupart des solutions salines, les variations sont de même sens, mais beaucoup moins grandes; elles deviennent importantes pour des sels très solubles tels que $CaCl^2$ et $CaBr^2$.

RADIOACTIVITÉ. — *Le spectre* L *de fluorescence du* RaD. Note [1] de MM. **Marcel Frilley** et **Tsien San-Tsiang**, présentée par M. Frédéric Joliot.

L'analyse par diffraction cristalline du rayonnement γ du RaD a permis antérieurement d'enregistrer quelques raies d'origine nucléaire et le spectre de fluorescence K-83 qui les accompagne [2]. Dans la région comprise entre 550 et 1250 U.X., dont l'étude a été poursuivie avec la même source et le même spectrographe [3], aucune raie γ d'origine nucléaire n'a été observée; les longueurs d'onde mesurées coïncident avec celles des principales raies du spectre L du Bi, isotope du RaE, dans les limites de précision des mesures (±2U.X.).

1. *Longueurs d'onde.* — Le tableau ci-après indique les raies du spectre L du Bi [4] auxquelles correspondent celles du spectre naturel du RaD (transformation $^{82}RaD \rightarrow {}^{83}RaE$).

---

(1) Séance du 15 janvier 1945.

(2) Frilley, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 505.

(3) Le faisceau a été canalisé entre les pièces polaires d'un aimant permanent pour éliminer les rayons β. La dispersion utilisée est de 10 U.X./mm.

(4) Mlle Cauchois, *Cahiers de Physique*, 7, 1942, p. 1.

Ra D.		L–Bi (³).			Ra D.		L–Bi (³).		
λ (U.X.).	Int. phot. est. vis.	Raie.	Émission.	λ (U.X.).	λ (U.X.).	Int. phot. est. vis.	Raie.	Émission.	λ (U.X.).
760......	?	γ_4	$L_I O_{III}$	759,35	937......	15	β_3	$L_I M_{III}$	936,64
788......	10	γ_3	$L_I N_{III}$	787,66	950......	100	β_1	$L_{II} M_{IV}$	950,05
		γ_6	$L_{II} O_{IV}$	788,86			β_2	$L_{III} N_V$	953,21
795......	?	γ_2	$L_I N_{II}$	794,05	975......	30	β_4	$L_I M_{II}$	974,91
810......	?	γ_1	$L_{II} N_{IV}$	811,48	1140......	60	α_1	$L_{III} M_V$	1141,54

2. *Intensités.* — La distribution des intensités dans les spectres L de fluorescence des radioéléments est différente de celle des spectres correspondants obtenus avec un tube à rayons X (Pb, Bi, Po, Ra etc.). En effet la répartition des excitations entre les 3 niveaux L dépend du mode d'ionisation mis en jeu [5] :

1° Choc électronique externe (spectre L du Bi) : d'après Rosseland [6] on aurait les rapports :

$$L_I : L_{II} : L_{III} \rightarrow 22\,\% : 23\,\% : 55\,\%.$$

2° Conversion interne de rayons γ : *a.* d'énergie supérieure au niveau K : 15 % des quanta se convertissent directement dans L_I. 65 % convertis dans le niveau K donnent lieu à une excitation de L_{II} et de L_{III} consécutive à l'émission du spectre K. On a au total la répartition :

$$L_I : L_{II} : L_{III} \rightarrow 19\,\% : 27\,\% : 54\,\% ;$$

b. d'énergie inférieure au niveau K : pour le rayonnement de 46,7 ekV du RaD, d'après les intensités des raies β secondaires, les excitations seraient distribuées ainsi [7] :

$$L_I : L_{II} : L_{III} \rightarrow 90 \text{ à } 95\,\% : 4 \text{ à } 6\,\% : 1 \text{ à } 4\,\%.$$

Dans le cas du RaD, les rayons γ connus étant tous d'énergie inférieure à celle du niveau K (32 à 46,7 ekV), on peut déduire des données ci-dessus que, par rapport au groupe L_{II}, le groupe L_{III} doit avoir dans le spectre naturel une intensité réduite à 1/4 de celle qu'il présente dans le spectre L du Bi. Nos résultats sont en accord avec ces prévisions.

Par contre le facteur d'augmentation du groupe L_I [8] devrait atteindre 15 ou 20 alors qu'il ne semble pas, d'après nos clichés, dépasser 5.

(⁵) Cf. spectres L du RaB + C [Hulubei et Mlle Cauchois, *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 39; Valadarès, *Rend. Accad. ital.*, (7), 2, 1940, xix, p. 351].

Le niveau K étant unique, les spectres de fluorescence K des radioéléments ne présentent pas d'anomalies.

(⁶) *Phil. Mag.*, 45, 1923, p. 65.

(⁷) Black, *Proc. Roy. Soc.*, A, 109, 1925, p. 166; L. F. Curtiss, *Phys. Rev.*, 27, 1926, p. 257.

(⁸) Les intensités relatives à l'intérieur de chaque groupe ne semblent pas changées, mais la raie β_3 est absorbée sélectivement par le Pb (nitrate de Pb de la source) dont le niveau L_{III} se place à 948 U.X. entre β_3 et β_1.

Dans l'ensemble, la répartition des intensités que nous observons confirme qualitativement les résultats obtenus par absorption sélective [9], qui montrent que la plus grande partie de l'énergie est émise dans le spectre L naturel du RaD, au-dessus du niveau K de Se (12,7 ekV), alors que le spectre normal du Bi donnerait le résultat inverse. Mais, au point de vue quantitatif, on sait que le nombre de photons émis dans la région L (0,27 par désintégration) est beaucoup plus grand que celui qui résulterait de la conversion interne du rayonnement γ (moins de 0,04 par désintégration) [10].

Cet écart, ainsi que l'anomalie d'intensité du groupe L_I pourraient être dus à l'existence d'un rayonnement γ, d'énergie intermédiaire entre les niveaux L_I et L_{II}, qui se convertirait presque totalement dans les niveaux L_{II} et L_{III} en donnant lieu à l'émission de photoélectrons de très faible énergie.

CHIMIE MINÉRALE. — *Influence du* pH *sur la composition et l'aspect physique des molybdates d'ammonium.* Note de M. **Henri Guiter**, présentée par M. Paul Lebeau.

Nous avons étendu aux molybdates d'ammonium la méthode de préparation des molybdates alcalins antérieurement décrite par nous [1]; nous caractérisons les différents sels susceptibles de cristalliser lorsqu'on fait varier le pH de leur solution aqueuse. Nous avons réalisé de faibles valeurs de pH en ajoutant soit de l'acide chlorhydrique, soit de l'acide acétique à une solution de paramolybdate d'ammonium, et des valeurs élevées, en ajoutant de l'ammoniaque. Les valeurs du pH sont respectivement plus faibles que pour les solutions de molybdates de lithium, de sodium et de potassium. Ceci s'explique en milieu basique par le faible coefficient d'ionisation de l'ammoniaque, en milieu acide par le faible coefficient d'ionisation des sels d'ammonium, qui ne produisent pas une rétrogradation aussi considérable de l'ionisation des acides ajoutés.

La courbe de neutralisation obtenue en milieu chlorhydrique, en portant les pH en ordonnées et les centimètres cubes d'acide chlorhydrique en abscisses, présente deux points d'inflexion à tangente oblique : l'un correspondant au molybdate $MoO^3, (NH^4)^2O$ entre pH 7,6 et 8,8, l'autre au paramolybdate $12\,MoO^3, 5(NH^4)^2O$ entre pH 3,5 et 5,8.

En milieu acétique, la courbe de neutralisation présente les deux mêmes points d'inflexion, mais celui qui correspond au paramolybdate se situe entre pH 5 et 5,8.

---

(9) Tsien San-Tsiang, *Comptes rendus*, **218**, 1944, p. 503.

(10) D'après Ouang Te Tchao, J. Surugue et Tsien San-Tsiang (*Comptes rendus*, **217**, 1943, p. 535), le nombre des électrons L de conversion est 0,082 et celui des électrons L correspondant à l'émission des raies K est environ 0,01 (8). En outre le rendement de fluorescence pour le groupe L_I est inférieur à celui de l'ensemble du spectre L du Bi, dont la valeur est 0,402 (H. Lay, *Zeits. für Phys.*, **91**, 1934, p. 533.)

(1) *Comptes rendus*, **216**, 1943, pp. 587, 796.

La méthode de dosage volumétrique des molybdates par l'emploi de deux indicateurs peut donc théoriquement être utilisée en présence d'ions ammonium : les indicateurs à employer sont le rouge de méthyle, neutre au paramolybdate, et le rouge de crésol, neutre au molybdate normal. Mais l'obliquité des tangentes aux points d'inflexion rend l'opération peu précise.

Voici maintenant les conditions d'obtention des différents composés définis que nous avons pu isoler et analyser :

1° *En présence d'ions chorhydriques.* — *a.* Pour les pH inférieurs à 0,3 nous obtenons, en deux mois, des cristaux de chlorure d'ammonium dans une eau mère extrêmement visqueuse.

b. De pH 0,3 à 1 il apparaît, en moins de deux jours, des octomolybdates, et, en un mois un décamolybdate; pour pH 0,3, l'octomolybdate anhydre, $8\,MoO^3, (NH^4)^2O$, blanc mais bleuissant sous l'action de la lumière; pour pH 0,9, l'octomolybdate hydraté $8\,MoO^3, (NH^4)^2O, 19\,H^2O$, blanc; pour pH 0,9, le décamolybdate hydraté $10\,MoO^3, (NH^4)^2O, 4\,H^2O$, jaune clair.

c. De pH 2,6 à 3, il se dépose le tétramolybdate, produit cristallin blanc; pour pH 2,6, le sel heptahydraté, $4\,MoO^3, (NH^4)^2O, 7\,H^2O$, après un jour, et le sel dihydraté, $4\,MoO^3, (NH^4)^2O, 2\,H^2O$, au bout d'un mois; pour pH 3, le sel trihydraté $4\,MoO^3, (NH^4)^2O, 3\,H^2O$, en quinze jours.

d. De pH 3 à 5,9, se forme en un mois une masse blanche, d'aspect cotonneux, de trimolybdate $3\,MoO^3, (NH^4)^2O, 2\,H^2O$.

2. *En présence d'ions acétiques.* — *a.* De pH 2,2 à 3,5 nous obtenons, d'autant plus lentement que le pH est plus élevé, du tétramolybdate, $4\,MoO^3, (NH^4)^2O$, anhydre lorsque sa formation a été lente, dihydraté lorsqu'elle a été rapide.

b. De pH 3,7 à 5,9 apparaît le trimolybdate, $3\,MoO^3, (NH^4)^2O$, anhydre jusqu'à pH 4,6, dihydraté au-dessus de cette valeur du pH. Le sel anhydre a l'aspect de concrétions calcaires; le sel hydraté est identique à celui que nous avons obtenu en milieu chlorhydrique.

3°. *En milieu ammoniacal.* — *a.* De pH 6,2 à 6,4, dans des solutions de paramolybdate, il se forme, en un mois, de beaux cristaux incolores de paramolybdate $12\,MoO^3, 5\,(NH^4)^2O$.

b. De pH 6,8 à 10,4, au sein de solutions ammoniacales, et dans l'atmosphère riche en ammoniac de dessiccateurs à potasse, il se dépose en deux mois de gros cristaux incolores de molybdate normal anhydre.

En définitive, les molybdates d'ammonium s'apparentent plutôt à ceux de potassium par l'allure des courbes de neutralisation, décelant l'existence en solution d'ions non pas tétramolybdiques (comme pour les sels de lithium et de sodium), mais bien paramolybdiques. En milieu très acide, il apparaît des molybdates acides à anions extrêmement condensés, et très peu solubles, aussi bien d'ammonium que de potassium.

Nous n'avons pu mettre en évidence la formation d'un molybdate d'ammonium de composition intermédiaire entre le paramolybdate et le molybdate normal.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la préparation du phénylcœroxène.* Note ([1]) de MM. **Charles Dufraisse** et **Jean Baget**, présentée par M. Marcel Delépine.

Le phénylcœroxène (I), nécessaire à une étude antérieure sur la photooxydation ([2]), a été préparé suivant Decker ([3]) (fus. inst. 208-209°, au lieu de 188°) en phénylant un éther du cœroxonol (III), formé lui-même par cyclisation du fluorane (II).

(I) (II) (III)

(IV) (V) (VI)

Signalons tout d'abord que ce dernier produit, le fluorane (II) ($C^{20}H^{12}O^{3}$) présente le phénomène de la double fusion. A la vérité les deux points de fusion sont rapprochés à l'extrême, puisqu'ils ne diffèrent que de 1 degré, soit 183-184° pour l'un, et 184-185° pour l'autre ([4]); néanmoins ils restent parfaitement

([1]) Séance du 27 décembre 1944.

([2]) Ch. Dufraisse et J. Baget, *Comptes rendus*, 219, 1944, p. 474.

([3]) H. Decker, *Lieb. Ann.*, 348, 1906, p. 210.

([4]) 180°, d'après R. Meyer et H. Hoffmeyer, *Ber. d. chem. Ges.*, 25, 1892, p. 1386, et R. Meyer, *Zeits. phys. Chem.*, 24, 1897, p. 489; 182°, d'après E. Ferrario, *Gazz. Chim. Ital.*, 41, 1911. p. 9.

distincts pour une montée assez lente de la température du bloc Maquenne (la fusion étant prise instantanément, comme il se doit).

Ainsi que l'avait constaté Decker, la phénylation de l'éther éthylique du cœroxonol (III) par le réactif de Grignard fournit directement le phénylcœroxène (I), au lieu du terme intermédiaire normal, qui serait le diquinol correspondant (IV) ou son éther monoéthylique. Le fait est à rapprocher de nos observations dans la série de l'anthracène et dans celle du naphtacène, où nous avons obtenu ainsi, directement, le produit de réduction du quinol ([5]); seulement nous obtenions toujours simultanément le quinol lui-même. Dans le cas présent, à côté des cristaux jaunes de phénylcœroxène, on obtient des cristaux incolores qui auraient pu être considérés *a priori* comme ceux du quinol. Ils n'avaient pas échappé à Decker, qui en avait annoncé l'étude ultérieure, mais n'a rien publié sur ce corps à notre connaissance.

Ni la composition centésimale, ni les caractères du produit ne le rapprochent d'un quinol. Nous lui avons attribué la formule (V) d'un hydroxydihydrocœroxène ($C^{26}H^{18}O^{2}$), résultant de la demi-réduction du quinol avec remplacement de l'un des deux oxhydryles par un atome d'hydrogène (combustion C % 86,18 et 86,41; H % 5,03 et 5,18; calculé pour $C^{26}H^{18}O^{2}$, C 86,16; H 5,01). A l'appui de cette constitution on peut citer l'éthérification par les alcools en présence d'acide sulfurique à 1 % : éther méthylique ($C^{27}H^{20}O^{2}$), fusion instantanée 282-283°; combustion C % 85,99; H % 5,81; calculé pour $C^{27}H^{20}O^{2}$, C 86,14; H 5,35; éther éthylique ($C^{28}H^{22}O^{2}$), fusion instantanée 323-324°. On aurait pu tout aussi bien admettre une formule isomère, où l'oxhydryle et l'atome d'hydrogène seraient interchangés, l'hydrogénation du quinol ayant porté sur l'autre sommet. Nous lui avons préféré la formule (V), à cause des phénomènes d'halochromie très intenses que présente le corps et qui sont communs à tous les dérivés du cœroxène portant un oxhydryle dans la même position (coloration rouge intense par l'acide sulfurique).

Il y a cependant une objection à la constitution proposée : la formule (V) laisserait prévoir une déshydratation facile en phénylcœroxène (I). Or, contrairement à l'attente, cette réaction se fait mal, soit par chauffage simple, soit par action d'un déshydratant, tel que $P^{2}O^{5}$. Nous admettons alors que les positions stériques de l'atome d'hydrogène et de l'oxhydryle ne se prêtent pas à leur élimination simultanée; seul l'isomère stéréochimique serait facilement déshydratable. L'action du réactif de Grignard se produirait donc comme il suit : formation du diquinol (IV); réduction en deux monohydrures stéréoisomères (V), et enfin déshydratation de l'un d'eux, vraisemblablement l'isomère *cis*, en phénylcœroxène (I), l'autre isomère, vraisemblablement le *trans*, restant inchangé. Cette stabilité du monohydrure, dont nous n'avons pas

---

([5]) Voir C. F. H. Allen et Alan Bel, *J. Am. Chem. Soc.*, 62, 1940, p. 2408.

trouvé l'analogue chez les nombreux autres corps anthracéniques étudiés par ailleurs, s'explique peut-être en partie par la cyclisation oxydique créant une rigidité défavorable à l'intraréaction déshydratante.

Le monohydrure (V) est en somme un triphénylcarbinol, il en présente l'halochromie, la réactivité avec les alcools; il devait dès lors être également facile à réduire par substitution d'un atome d'hydrogène à l'oxhydryle. C'est ce que nous avons constaté : le dihydrure (VI) ($C^{26}H^{18}O$) de phénylcœroxène se forme par action d'acide iodhydrique en présence de phosphore rouge ou, plus simplement, par ébullition en acide acétique avec de l'iodure et de l'hypophosphite. C'est un corps incolore, fondant instantanément à 232-233° (combustion C % 89,64; H % 5,41; calculé pour $C^{20}H^{18}O$, C 90,14; H 5,23). Comme on le supposait, il ne présente pas le phénomène d'halochromie et ne colore pas l'acide sulfurique. Chauffé brusquement à l'air, ou en présence de litharge à 250°, il se déshydrogène partiellement en phénylcœroxène (I).

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Action de l'amide nicotinique sur les bacilles du genre* Mycobacterium. Note (1) de M. **Vital Chorine**, présentée par M. Émile Roubaud.

En poursuivant l'étude de l'influence des diverses vitamines sur l'évolution de la lèpre murine, nous avons été surpris de constater que les Rats lépreux, traités avec des doses élevées de vitamine antipellagreuse, ne présentaient apparemment aucune lésion de la maladie.

Voici l'une de nos expériences, commencée le 21 juillet 1944. 10 Rats sont inoculés sous la peau de l'aine droite avec un broyat de léprome prélevé chez un animal infecté 65 jours auparavant. Cinq de ces animaux servent de témoins, cinq autres reçoivent 4 ou 5 fois par semaine, soit par voie sous-cutanée, soit par voie buccale, de l'amide nicotinique, d'abord à la dose de $0^g,30$ et ensuite de $0^g,50$ par kilogramme. Les Rats traités n'ont jamais présenté aucune lésion apparente de lèpre. Les trois premiers Rats sont morts respectivement après 86 jours, 103 jours et 110 jours du traitement. Ils ont reçu respectivement les doses totales de médicament de $2^g,01$, $2^g,56$ et $2^g,71$. Le 4e et le 5e Rat traités sont sacrifiés les 7 et 28 décembre 1944, le dernier donc plus de 5 mois après l'inoculation; ils ont reçu respectivement $3^g,76$ et $4^g,61$ de vitamine PP. Les résultats de l'autopsie de tous les animaux traités sont sensiblement identiques : on ne trouve chez eux aucune lésion de lèpre. Les bacilles acido-résistants ont été rencontrés seulement au point d'inoculation, mais ils sont petits et souvent réduits à quelques granules. Les Rats témoins ont présenté l'évolution habituelle de la maladie, avec une formation de lépromes au point d'inoculation, au 3e mois d'infection, et une généralisation de la maladie. Chez les deux derniers animaux, sacrifiés

(1) Séance du 15 janvier 1945.

aussi les 7 et le 28 décembre 1944, les bacilles de Stefansky ont envahi déjà tous les organes internes et la totalité du système lymphatique, tandis que seule la conservation des germes au point d'inoculation permet de révéler l'inoculation des animaux traités. Cette persistance des germes n'a rien d'étonnant, car les bacilles acido-résistants, même saprophytes, inoculés à un animal non réceptif se conservent *in situ* grâce à leur enveloppe cireuse pendant de longs mois, et gardent leurs propriétés tinctoriales.

Les doses plus élevées d'amide nicotinique, telles que par exemple 1^g par kilogramme d'animal, exercent une action encore plus efficace.

En raison de la parenté du bacille lépreux et du bacille tuberculeux, nous avons également effectué des essais sur des Cobayes infectés avec la souche humaine du bacille tuberculeux. Les résultats de ces expériences sont les suivants : les animaux traités par injections sous-cutanées de nicotinamide, à raison de $0^g,50$ par kilogramme, présentent un retard important dans l'évolution de la tuberculose, ceux traités à la dose de 1^g par kilogramme un arrêt presque complet de l'évolution de la maladie.

L'action vitaminique de l'amide nicotinique n'est pas en jeu ici, car, d'une part, l'action thérapeutique de l'acide nicotinique, doué d'une propriété vitaminique presque équivalente à celle de son amide, est presque nulle sur la lèpre du Rat; d'autre part les doses nécessaires pour influencer les infections dues aux *Mycobacterium* sont de beaucoup plus élevées que celles qu'il faut apporter pour saturer l'organisme au point de vue vitaminique.

L'action de l'amide nicotinique sur le bacille tuberculeux est aussi très nette *in vitro*; à la dose de 30^{mg} par 100^{cm^3} de milieu, la vitamine PP arrête le développement de ce germe pendant les trois premières semaines. Les doses plus élevées, de l'ordre de 200^{mg} par 100^{cm^3} de milieu, déterminent un arrêt définitif. L'acide nicotinique, inactif *in vivo*, possède *in vitro* sur les cultures du bacille tuberculeux une action inhibitrice à peine plus faible que son amide. Il est curieux de constater que l'action de l'amide nicotinique se limite aux bacilles acido-résistants : il est pratiquement sans action, *in vivo* ou *in vitro*, sur les germes tels que le staphylocoque, le pneumocoque, *B. coli*, *B. megatherium* etc.

En résumé 1° L'amide nicotinique utilisé à des doses élevées possède une action curative très nette dans la lèpre murine et dans la tuberculose du cobaye, action de beaucoup plus efficace que celle de tous les médicaments expérimentés jusqu'à présent. 2° Cette action n'est pas due à l'activité vitaminique de la substance. 3° L'action de l'amide nicotinique paraît être spécifique pour les bacilles du genre *Mycobacterium*, qui contient les germes redoutables de la lèpre et de la tuberculose. Les propriétés curatives de l'amide nicotinique laissent croire que ce produit n'est qu'une des substances, actives contre la tuberculose et la lèpre, d'une série thérapeutique nouvelle, série contenant probablement des corps doués d'une activité plus grande encore.

M. VSEVOLOD ROMANOVSKY adresse une Note intitulée *Contribution à l'étude de la perméabilité des sédiments meubles*.

A 16h 15m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16h 35m.

L. B.

ERRATA.

(Séance du 20 novembre 1944.)

Note de M. *Robert Lennuier*, Analyse spectrale d'une onde amortie :

Page 514, inverser les renvois (1) et (2) au bas de la page.